

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ СТАРТЕ СОПЛА ДВИГАТЕЛЯ

*Л.Е. Тонков, А.А. Чернова, С.П. Копысов*

*Институт механики УрО РАН, Ижевск*

*E-mail: tnk@udman.ru, s.kopysov@gmail.com*

### Аннотация

В статье рассматриваются процессы, протекающие в соплах в начальные моменты запуска двигателя энергетической установки. Приводятся результаты исследований отрывных течений в соплах, в частности, подробно описывается механизм перехода от свободного отрыва к ограниченному. Также приводятся полученные в соплах несимметричные течения и анализируются причины их образования и дальнейшей трансформации. Сопоставляются численные результаты, полученные с использованием различных программных средств.

**Ключевые слова:** газовая динамика, старт сопла, отрыв потока, свободный отрыв потока (FSS), ограниченный отрыв потока (RSS).

---

### Введение

Запуск двигателя предполагает существенное сжатие газа в камере и инициированное разрушением заглушки нестационарное расширение газа в сопле. Несмотря на значительную востребованность и актуальность, комплексные численные исследования процессов, протекающих на начальных этапах работы сопла энергетической установки малочисленны и не охватывают ряд явлений, наблюдаемых в натурных экспериментах [1]. В частности малоизученными остаются вопросы образования отрывных течений, описание перехода от свободного отрыва к ограниченному и условия потери симметричности потока, приводящей к образованию боковой составляющей тяги сопла.

Известно [2], что взаимодействие ударных волн в створе сопла формирует вид разделения потока, определяемый условиями течения и видом

контура сопла. При перерасширенном режиме течения (атмосферное давление ниже, чем давление на срезе) ударная волна и отклонение звуковой линии соответствуют сокращению реактивной формы в выходном сечении, а в области сжатия потока формируется система ударных волн с диском Маха. Уменьшение давления за срезом сопла или увеличение давления в камере приводят к сокращению размера диска Маха и неблагоприятному росту вблизи стенки угла наклона скачка уплотнения. Дальнейшее увеличение отношения давлений приведет к смещению вниз по потоку диска Маха и сокращению размера вплоть до гладкого перехода от отражения Маха к регулярному отражению.

Кроме классического течения Маха и регулярных конфигураций отражения, есть третий тип, традиционно обозначенный как «кепкообразное» отражение [3]. Этот вид отражения тесно связан с соплами, в которых внутренние волновые структуры обусловлены геометрией – оптимизированные по тяге профилированные параболические сопла. Однако, в ряде случаев встречается образование отражения с «кепкообразной» формой, обусловленное не внутренними особенностями взаимодействия отраженных волн, а распространением неоднородностей потока вверх по течению по областям отрывного течения, вызванного сильным перерасширением потока.

В начальные моменты времени, наблюдается образование осевого сверхзвукового течения при незначительных по размерам и дозвуковых по природе пристеночных зонах [4]. Стоит отметить, что вблизи оси устанавливается течение с несколькими выраженными дисками Маха, при этом дальнейшее увеличение скорости потока (распространения ударной волны) приводит к образованию в горле сопла неблагоприятного градиента давлений, который, при наличии сформированного пристеночного течения, приводит к отрыву потока, наклону фронта ударной волны и пересечению отрывной зоны с осевым сверхзвуковым течением. Далее процесс взаимодействия локальных зон приводит к пересечению диска Маха с наклонным фронтом ударной волны и с отрывной зоной, что способствует нарушению симметрии потока. Так как область сверхзвукового течения отделена от

стенки заной рециркуляции, этот вид отрыва потока называют свободным (FSS) [5, 6].

Приток газа из камеры приводит к колебательным движениям как корпуса сопла, так и диска Маха. Возрастающая скорость при описанных выше колебаниях приводит к сближению осевого потока с пристеночным, в том числе и к сближению со свободным отрывом. Таким образом, свободный отрыв FSS начинает приближаться к стенкам сопла, а в дальнейшем сливается со стенкой и формирует закрытую зону рециркуляции потока. Когда свободный отрыв ограничивается стенкой он переходит в ограниченный отрыв (RSS) [5].

После FSS–RSS перехода рециркуляционная зона сжимается вплоть до стабилизации ее размеров, а часть сверхзвукового потока становится основой ударной волны. Тогда профиль волны и диск Маха формируют так называемую  $\lambda$ -конфигурацию [2]. У данной конфигурации течения есть важная особенность – свободный отрыв (FSS), который полностью отделяется от стены, и разделение полностью распространяется в потоке. В этом случае поток полностью отделяется от обеих сторон стенок и более не прикрепляется к ним, оставаясь дозвуковым вблизи стенок.

В отечественной литературе, также встречается описание возникновения и трансформации отрывов. Так в работе [6] экспериментально установлено, что в некоторых круглых профилированных соплах большого удлинения (большой степени расширения), в зависимости от отношения давлений на входе в сопло и в окружающем пространстве, могут реализовываться два характерных типа отрывных течений: неограниченный (свободный) отрыв FSS и ограниченный отрыв RSS. Отметим, что переход от FSS к RSS происходит несимметрично относительно оси сопла, связан со значительными колебаниями давления, что приводит к значительному росту боковых нагрузок [3, 6].

Данная статья, посвящена исследованию внутренней газодинамики сопел в начальные моменты работы двигателя, в том числе образованию, развитию и трансформации отрывных течений.

## 1. Постановка задачи.

Рассматривается задача о нестационарном течении газа в сопле кольцевой формы, после разрушения заглушки. Обоснование применяемых типов граничных условий приводится в [7]. Полученные результаты сопоставляются с численным решением [4, 8] и данными эксперимента [6, 9]. Схема сопла с основными размерами приведена на рис. 1.

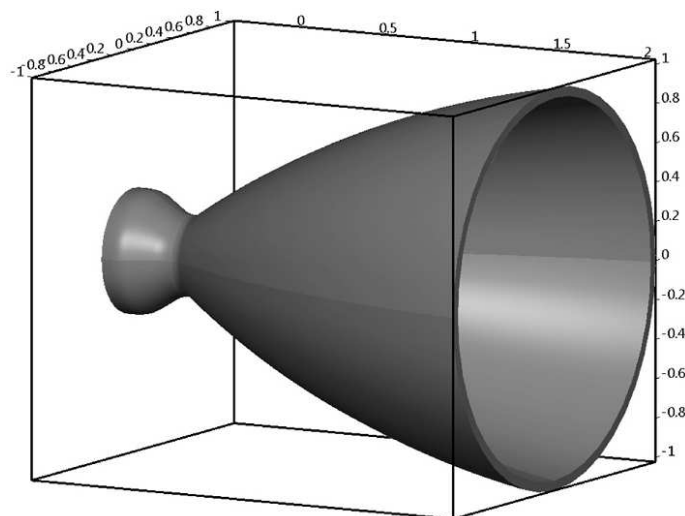


Рис. 1: Схема сопла [4]

На начальном этапе работы энергетической установки, под действием давления в камере происходит разрушение заглушки, что и инициирует распространение ударной волны. В качестве рабочего тела используется воздух, который считается совершенным газом с показателем адиабаты  $\gamma = 1.4$  и газовой постоянной  $R = 287$  Дж/кг·К. Расчетная область представляет собой внутреннее пространство сопла. Начальные данные соответствуют условиям запуска двигателя (где индекс «а» соответствует атмосферным условиям, а «s» – параметрам адиабатически заторможенного газа): температура газа внутри сопла ( $x > 0$ )  $T_a = 288\text{K}$ , скорость газа  $u = 0$ , температура в камере ( $x \leq 0$ )  $T_s = 300\text{K}$ , давление в камере  $p_s = 4.3\text{МПа}$ , а внутри сопла равно атмосферному  $p_a = 0.1\text{МПа}$ .

Модель основана на полной системе уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j - \bar{\rho} \bar{u}_j), \\
\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_i} &= -\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{\rho} \bar{u}_j - \bar{\rho} \bar{u}_j), \\
\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{e} + \bar{p}) \bar{u}_j] &= -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij} \bar{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{e} \bar{u}_j - \bar{e} \bar{u}_j + \bar{\rho} \bar{u}_j - \bar{\rho} \bar{u}_j),
\end{aligned}$$

где  $\rho$  – плотность газа,  $p$  – давление,  $u_i$  – компоненты вектора скорости,  $\tau_{ij} = \bar{\mu}(\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i - 2/3 \delta_{ij} \partial \bar{u}_l / \partial x_l)$  – тензор вязких напряжений,  $e$  – полная энергия,  $T$  – температура,  $q$  – тепловой поток.

Для замыкания полученной системы уравнений, применим модель турбулентности Ментера (SST  $k-\omega$ ) [10]. В классической  $k-\omega$  модели турбулентности турбулентная вязкость определяется через величины кинетической энергии турбулентности  $k$  и завихренности  $\omega$ :  $\mu_t = \rho k / \omega$ .

Кинетическая энергия турбулентности и завихренность определяются решением системы уравнений

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i k}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_i} + P_k - \beta' \rho k \omega, \\
\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \omega}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \mu_t / \sigma_\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2,
\end{aligned}$$

где:  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\beta'$ ,  $\sigma_k$  и  $\sigma_\omega$  – константы  $k-\omega$  модели.

Модель Ментера является суперпозицией классических моделей  $k-\omega$  и  $k-\epsilon$  с весовыми функциями  $F_1$  и  $1 - F_1$  соответственно. Функция  $F_1$  равна единице на границе пограничного слоя и стремиться к нулю вблизи стенки. Кроме того вводится видоизмененная связь между  $k$ ,  $\omega$  и турбулентной вязкостью  $\mu_t$ . Детальное описание применяемой в дальнейших расчетах модели турбулентности, а также значения всех необходимых констант можно найти в [10].

## 2. Численные схемы и алгоритмы расчета.

Моделирование процессов старта сопла в данной работе осуществлялось с использованием открытого и коммерческого программных продуктов:

OpenFOAM 2.1.1 и ANSYS Academic Research 14.0 на кластере «Уран» ИММ УрО РАН, что позволило непосредственно сопоставить реализованные в рассматриваемых программах численные схемы и алгоритмы применительно к рассматриваемому типу задач.

В обоих комплексах решение газодинамических задач реализуется с использованием элементарно-ориентированного метода контрольных объемов (МКО). Перепишем введенную в п.1 систему уравнений Навье–Стокса в виде [11], опустив обозначение операции осреднения:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \\ \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \varphi}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma_{\text{eff}} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} + S_\varphi.\end{aligned}$$

Выполнив аппроксимацию методом контрольных объемов и заменив производные по времени их разностными аналогами первого порядка, получим:

$$\begin{aligned}V \left( \frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t} \right) + \sum \dot{m} &= 0, \\ V \left( \frac{\rho u_i^{n+1} - \rho u_i^n}{\Delta t} \right) + \sum \dot{m} u_i &= \sum p \mathbf{s} + \sum \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \mathbf{s}, \\ V \left( \frac{\rho \varphi^{n+1} - \rho \varphi^n}{\Delta t} \right) + \sum \dot{m} \varphi &= \sum \Gamma_{\text{eff}} \nabla \varphi \mathbf{s} + \bar{S}_\varphi V.\end{aligned}$$

где  $\dot{m} = \rho \mathbf{u} \mathbf{n}$ ,  $V$  – объем ячейки,  $\mathbf{s} = s \mathbf{n}$ ,  $s$  и  $\mathbf{n}$  – площадь грани ячейки и вектор внешней к ней нормали, суммирование выполняется по всем граням ячейки. Диссипативные слагаемые вычисляются обычным образом на основе центрально-разностной аппроксимации с поправкой на неортогональность.

Сравнительные характеристики используемых в OpenFOAM и ANSYS CFX расчетных схем и алгоритмов приведены в таблице 1. Необходимо отметить, что выявленная в [12] низкая вычислительная эффективность

и параллельная масштабируемость программного комплекса ANSYS подтверждена и для рассматриваемого типа газодинамических задач.

Таблица 1: Сравнительная характеристика расчетных схем и алгоритмов, используемых в рассматриваемых программах

OpenFOAM	ANSYS CFX
1. Метод дискретизации по пространству	
Элементно-ориентированный МКО	Элементно-ориентированный МКО, построенный на совмещенных сетках
2. Дискретизация по времени	
Неявная схема Эйлера второго порядка точности	Неявная противопоточная схема Эйлера второго порядка точности
3. Дискретизация конвективных членов	
Схемы минимизации полной вариации (TVD): ограничитель Ван-Лира [13] и метод limitedLinear [14]	Оригинальная схема 2-го порядка на основе MUSCL [15]
4. Аппроксимация градиентов	
Для преобразования объемных интегралов в поверхностные, а также вычислений градиентов применяется теорема Остроградского-Гаусса	На основе конечно-элементных функций формы
5. Связь переменных в решаемых уравнениях	
PISO алгоритм	Совместное решение всех уравнений газодинамики [15]
6. Решение СЛАУ	
Метод сопряженных градиентов с диагональным предобуславливателем DCG	Алгебраическим многосеточный метод ALU
7. Расчетные сетки	
Полуструктурированные симметричные расчетные сетки, 1.5 млн. шестигранников.	Неструктурированные сетки, 1.2 млн. тетраэдров. Разрешение пристеночной области выполнено с использованием 0.6 млн. шестигранных элементов

### 3. Результаты численного моделирования.

На рис. 2, 3 приведено сопоставление полученных в результате расчетов в CFX и OpenFOAM распределений давлений с данными численного [8] и физического [9] экспериментов соответственно. По оси абсцисс отложе-

но безразмерное расстояние, отнесенное к диаметру критического сечения сопла, а по оси ординат – давление, нормированное на величину  $\rho_* \mathbf{u}_*^2$ , соответствующую критическим значениям параметров. Качественно и количественно кривые близки, что позволяет сделать вывод о корректности используемых численных методик и программных средств применительно к задаче о старте сопла.

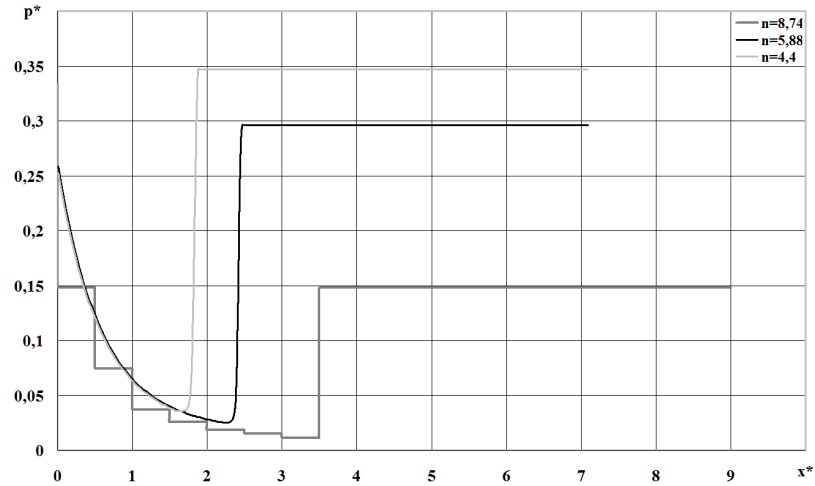


Рис. 2: График давления. На оси сопла: 1 – CFX, 2 – расчет [8]; вдоль стенки сопла: 3 – CFX, 4 – расчет [7] [4]

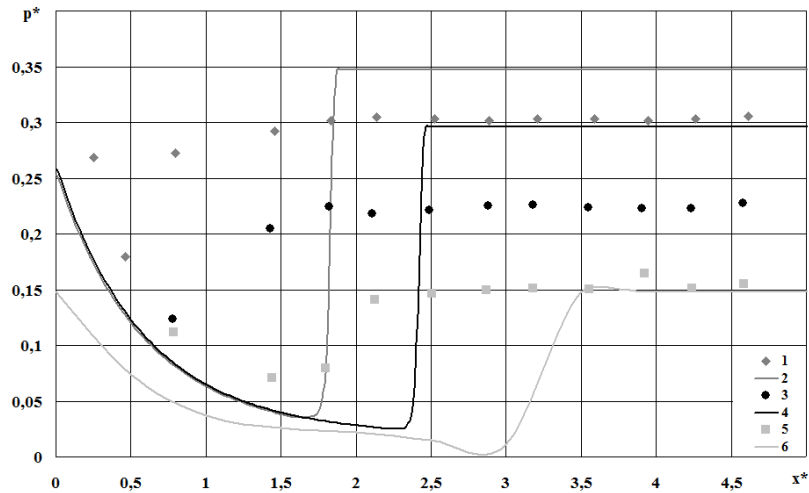


Рис. 3: Сопоставление распределения относительного давления вдоль стенки сопла: расчет OpenFOAM – 2, 4, 6; эксперимент [9] – 1, 3, 5 для перепадов давлений  $n = 4.4$ ; 5.88; 8.74.

Рассмотрим подробно процесс образования свободного отрыва (рис. 4).



В начальный момент работы сопла, при отношении давлений (входного к давлению за срезом)  $n = 22$ , структура потока характеризуется наличием четко выраженного диска Маха вблизи критического сечения. Фронт ударной волны вытягивается вдоль оси симметрии, образуя на периферии циркуляционные зоны. Далее, при движении ударной волны вниз по потоку, циркуляционные зоны увеличиваются в размерах, смещаясь в направлении оси симметрии сопла. Взаимодействие циркуляционных зон с фронтом волны приводит к отрыву потока. Далее, при движении волны вниз по потоку, пристеночные циркуляционные зоны, смещаясь в направлении оси, поджимают отрывную зону, таким образом, их совместное взаимодействие приводит к образованию, в рассматриваемом случае, свободного отрыва.

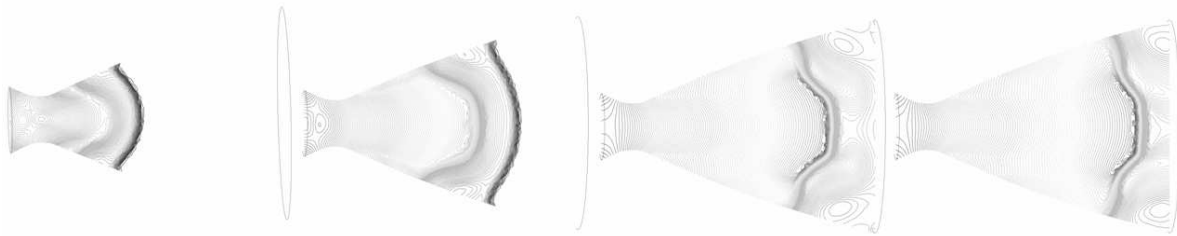


Рис. 4: Образование свободного отрыва (ANSYS CFX).

Уменьшение перепада давления (коэффициента нерасчетности сопла [6]) позволяет более детально изучить протекающие в момент старта двигателя в сопле процессы и исследовать переходные процессы при изменении типа отрыва со свободного на ограниченный (рис. 5).

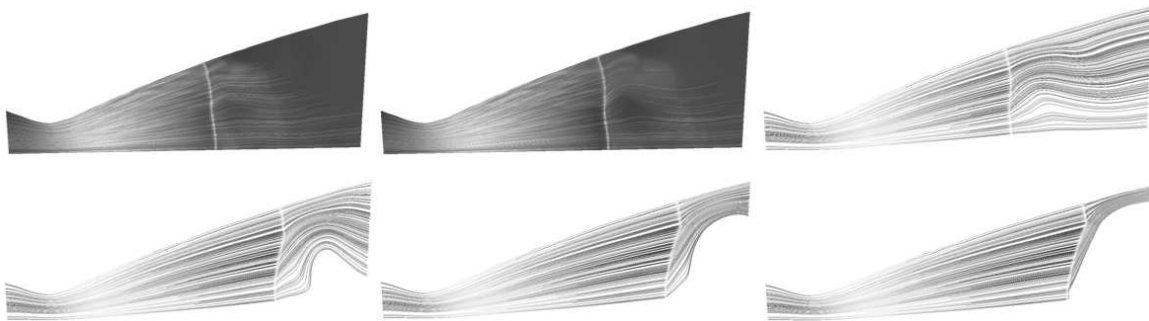


Рис. 5: Процесс перехода от свободного отрыв к ограниченному (OpenFOAM).

Рассмотрим структуру течения в створе сопла при  $n = 5.88$ . Как видно

из рис. 5, аналогично ранее рассмотренной задаче, при прохождении волной половины длины сопла отмечено образование свободного отрыва. Однако, дальнейшее движение ударной волны вниз по потоку сопровождается поджатием отрывной области вблизи стенок сопла, при одновременном «запирании» сопла косым скачком. Сопло переходит в перерасширенный режим, что способствует переходу свободного отрыва к ограниченному (FSS–RSS).

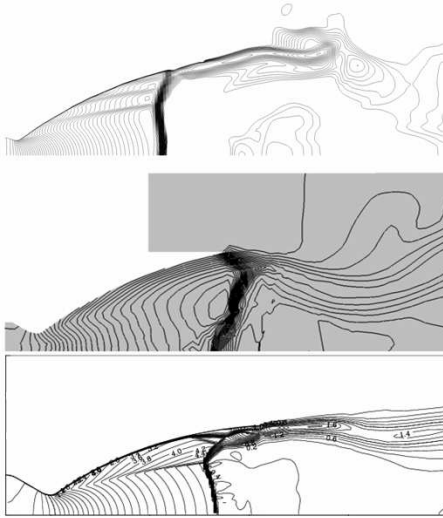


Рис. 6: Ограниченный отрыв потока, полученный, соответственно в OpenFOAM, в ANSYS CFX в сравнении с результатами [6].

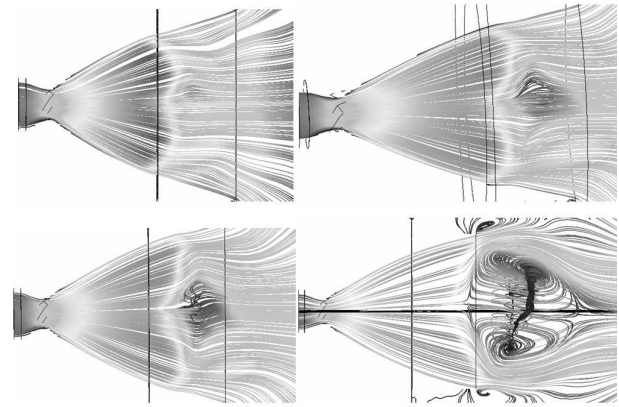


Рис. 7: Развитие кольцевого вихря вблизи среза сопла.

Характерные особенности потока при образовании устойчивого ограниченного отрыва показаны на рис. 6. Система скачков уплотнения, распространяясь вниз по потоку, индуцирует присоединенные к стенкам сопла циркуляционные зоны. Распределение чисел Маха, показывает, что внутренние циркуляционные зоны отрыва характеризуются меньшей интенсивностью течения, чем поток до волны. Однако, их взаимодействие с поверхностью корпуса сопла, ввиду сильной пульсационной составляющей и повышенного градиента давления, может привести к значительным деформациям стенки.

Наиболее интересным с точки зрения, как практики, так и теоретического исследования, остается вопрос образования несимметричных тече-

ний в симметричных областях (рис. 7). Как видно из представленных на рис. 7 линий тока наблюдается несимметричное истечение газа из сопла. В центральной части выходного сечения сопла находится отклоненный на  $6^\circ$  от оси симметрии сопла кольцевой вихрь. Необходимо отметить, что сам вихрь также асимметричен и не стабилен: его положение и угол наклона меняются во времени.

Как видно из рис. 7, при распространении ударной волны вниз по потоку, взаимодействие газовых потоков, поступающих из окружающей среды с газом из области сжатия приводит к развороту части газа вблизи выходного сечения. Дальнейшее движение ударной волны, как и области сжатия, приводит к увеличению размеров области рециркуляции и дополнительной ее закрутке. Одновременно с формированием и развитием кольцевого вихря наблюдается и смещение оси вихря относительно оси симметрии сопла. Таким образом происходит образование на срезе сопла отклоненной от оси симметрии вихревой структуры, запирающей выходное сечение.

Указанные особенности течения приводят к отклонению направления вектора тяги  $F(F_x, F_y, F_z)$  от оси симметрии сопла. Однако, сопоставление полученного в результате моделирования годографа вектора боковой составляющей тяги  $(F_y, F_z)$  с приведенным в [4] годографом (рис. 8), а также анализ распределений давления вдоль стенки сопла (рис. 9) позволяют предположить, что полученная несимметрия течения не может являться единственной причиной описанных в [4] деформаций корпуса сопла. Таким образом, несимметрия потока, приводящая к существенной деформации сопла, может быть внесена только искусственно, например, за счет несимметрии расчетной области, возмущений начальных и (или) граничных условия и тому подобное.

## **Заключение.**

В работе рассмотрены основные виды отрывных течений, реализуемых в соплах в начальные моменты работы энергетической установки. Подробно описаны, как каждый из видов отрывов потока, так и механизм перехо-

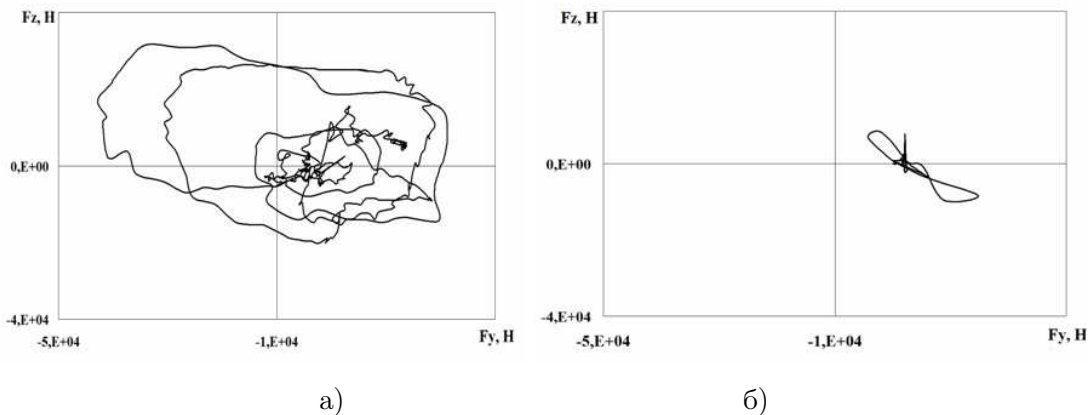


Рис. 8: Годограф боковых сил: а) результаты [4]; б) расчет авторов.

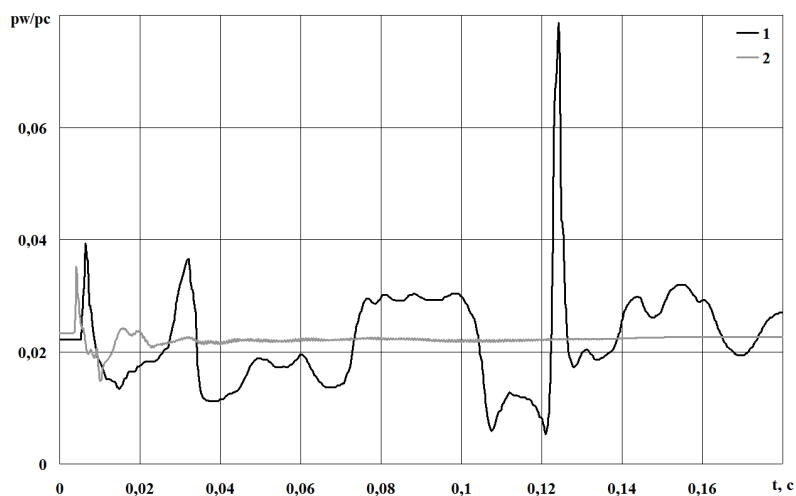


Рис. 9: График изменения относительного давления на стенке от времени: 1 – результаты [4], 2 – расчет авторов.

да от свободного (FSS) отрыва к ограниченному (RSS). Показано влияние как геометрии сопла, так и перепада давлений на процесс образования и развития отрыва потока. Исследовано образование несимметричных течений в симметричных соплах, приведено обсуждение причин возникновения несимметричности, показано, что несимметрия потока, необходимая для деформации корпуса, может быть внесена только искусственно.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № 18 при поддержке УрО РАН (проект 12-П-1-1005) и грантов РФФИ (проекты 11-01-00275-а, 12-07-00080-а).

- [1] *Tomita T., Sakamoto H., Onodera T., Sasaki M., Takahashi M., Tamura H., Watanabe Y.* Experimental Evaluation of Side Load Characteristics on TP, CTP, and TO Nozzles // AIAA Paper. – 2004. – №04–3678.
- [2] *Zmijanovic V., Rasuo B., Chpoun A.* Flow Separation Modes and Side Phenomena in an Overexpanded Nozzle // FME Transactions. – 2012. – V. 40. – P. 111–118.
- [3] *Wang T.S.* Transient three-dimensional startup side load analysis of a regeneratively cooled nozzle // Shock Waves. – 2009. – V. 19. – P. 251–264.
- [4] *Zhao X., Bayyuk S., Zhang S.* Aeroelastic response of rocket nozzles to asymmetric thrust loading // Computers and Fluids. – 2013. – V. 76. – P. 128–148.
- [5] *Shah S.B. H., Zahir S.* Numerical Simulation for the asymmetric shock and plume mixing in various area ratios supersonic nozzles // Proceedings of the 13th Asian Congress of Fluid Mechanics. 17–21 December 2010. Dhaka. Bangladesh.
- [6] *Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А.* Численное моделирование отрывных течений в соплах // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2010. – №1. – С. 172–179.
- [7] *Копысов С.П., Тонков Л.Е., Чернова А.А.* Постановка граничных и начальных условий при моделировании процесса запуска сопла // Химическая физика и мезоскопия. – 2013. – Т. 16, № 2. – С. 216–222.
- [8] *Garell L., Rodriguez G.R.R, Paz R.R., Storti M.A.* Numerical simulation of internal flow transition in a rocket nozzle // Mecanica Computacional. – 2012. – V. XXXI. – P. 123–135.
- [9] *Малик Т.И., Тагиров Р.К.* Полуэмпирический метод расчета турбулентного отрывного течения в коническом сопле Лаваля на режиме

перерасширения // Известия АН СССР. – МЖГ. – 1988. – Т 6. – С. 60–66.

- [10] **Menter F. R.** Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications// AIAA Journal. – 1994. – Vol. 32, № 8. – P. 1598–1605.
- [11] *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплопроводности и динамики жидкости. – М.: Энергоиздат, 1984. – 142 с.
- [12] *Копысов С. П., Тонков Л. Е., Чернова А. А.* Двухстороннее связывание при моделировании взаимодействия сверхзвукового потока и деформируемой пластины. Сравнение численных схем и результатов эксперимента // Вычислительная механика сплошных сред. – 2013. – Т. 6, № 1. – С. 78–85.
- [13] *Van Leer B.* Towards the ultimate conservative difference scheme III. Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow // J. Comp. Phys. – 1977. – V. 32. – P. 263–275.
- [14] OpenFOAM®Documentation, version 2.1.1, User Guide. – 211 p.
- [15] ANSYS®Academic Research, Release 12.1, Help system. ANSYS Inc.